

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung aus Experimenten mit Ionenstoßanregung die Veränderung der Relativgeschwindigkeit durch Impulsübertragung berücksichtigt werden muß. Direkte Messungen der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für die Zerstörung der Ausrichtung wären interessant.

Herrn Prof. Dr. W. HANLE danke ich für sein förderndes Interesse.

- ¹ W. HANLE, Naturwiss. **11**, 690 [1923]; Z. Phys. **30**, 93 [1924]; Ergeb. exakt. Naturwiss. **4**, 214 [1925].
- ² J.-C. PEBAY-PYROULA et al., Excitation Electronique d'une Vapeur Atomique, CNRS, Paris 1966, S. 7.
- ³ J.-P. DESCUBES, Thèse, Paris 1967.
- ⁴ R. D. KAUL, J. Opt. Soc. Amer. **57**, 1156 [1967]; **58**, 429 [1968].
- ⁵ W. DRTIL, Dissertation, Gießen 1969; Z. Naturforsch. **24a**, 1058 [1969].
- ⁶ K. BUCHHAUPT u. W. DRTIL, Z. Naturforsch. **22a**, 2136 [1967].
- ⁷ K. BUCHHAUPT, Z. Naturforsch. **24a**, 1058 [1969].
- ⁸ O. NEDELEC, Thèse, Grenoble 1966.
- ⁹ R. PEPPERL, Dissertation, Gießen 1969; Z. Naturforsch. **25a**, 927 [1970].
- ¹⁰ A. H. GABRIEL u. D. N. C. HEDDLE, Proc. Roy. Soc. London A **258**, 124 [1960].
- ¹¹ W. SCHÖCK, Dissertation, Gießen 1971.
- ¹² K. A. BRIDGETT u. T. A. KING, Proc. Phys. Soc. London **92**, 75 [1968].
- ¹³ A. L. OSHEROVICH u. Y. F. VEROLAINEN, Opt. Spectr. **24**, 81 [1968].
- ¹⁴ W. JANKE, Diplomarbeit, Gießen 1969.
- ¹⁵ A. OMONT, J. Physique **26**, 26 [1968].
- ¹⁶ D. A. LANDMAN, Phys. Rev. **173**, 33 [1968].
- ¹⁷ J.-P. FAROUX u. J. BROSSEL, C. R. Acad. Sci. Paris **265 B**, 1412 [1967].

Level-Crossing-Experimente am bewegten Leuchten

W. BACHMANN und W. JANKE

I. Physikalisches Institut der Universität Gießen

(Z. Naturforsch. **27 a**, 579—582 [1972]; eingegangen am 5. Januar 1972)

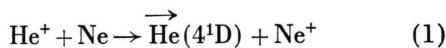
Level-Crossing Experiments on High Velocity Atoms

Durch Stoßwechselwirkung zwischen einem Helium-Ion und einem Neon-Atom findet unter anderem ein Elektroneneinfang in einen angeregten, teilweise ausgerichteten Heliumzustand statt. Es wurde die Breite des durch Elektroneneinfang angeregten 4^1D -Heliumzustands in Abhängigkeit vom Fremdgasdruck des Neon und in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Heliumatome mit Hilfe des Hanle-Effekts gemessen. Daraus wurde die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{D}}^{(2)}(v)$ zur Zerstörung der Ausrichtung der angeregten Heliumatome infolge von Stößen mit Neonatomen bestimmt. Im Energiebereich von 5 keV bis 30 keV war das Produkt $v \cdot \sigma_{\text{D}}^{(2)}(v)$ konstant, d. h. $\sigma_{\text{D}}^{(2)}(v)$ proportional v^{-1} .

Als zusätzliches Ergebnis erhielten wir die natürliche Lebensdauer des 4^1D -Zustandes zu $(38,4 \pm 2,1)$ nsec.

Einleitung

Wir untersuchen Stöße zwischen beschleunigten He^+ -Ionen und thermisch bewegten Neonatomen, wobei das bewegte Leuchten gemäß der Reaktionsgleichung



angeregt und teilweise ausgerichtet wird (Alignment) ^{1, 2}.

Wir ermitteln mit Hilfe des Hanle-Effekts die Druckabhängigkeit der Breite des 4^1D -Heliumzustands unter dem Einfluß des Störgases Neon und

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. W. HANLE, I. Physikalisches Institut der Universität Gießen, D-6300 Gießen, Leihgesterner Weg 105.

berechnen daraus die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Depolarisation der ausgerichteten Heliumatome von deren Geschwindigkeit.

Druckabhängigkeit der Zustandsbreite

Werden die angeregten Helium-Atome nicht durch äußere Einflüsse, z. B. Stöße mit anderen Atomen, gestört, so ist ihre natürliche Zustandsbreite Γ_0 . In einem Gas treten jedoch Wechselwirkungen mit anderen Atomen infolge von Stößen auf, von denen die löschen eine Änderung der Gesamtintensität und die depolarisierenden eine Änderung der räumlichen Verteilung der emittierten Strahlung bewirken ³.

Die Änderung der Gesamtintensität infolge der Löschung wird durch die Stoßzahl Z_Q beschrieben.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Die Depolarisation entspricht einer Zerstörung des Alignment; die diesem Prozeß entsprechende Stoßzahl sei $Z_D^{(2)}$.

Die Breite $\Gamma^{(2)}$ des angeregten Zustandes setzt sich additiv aus der natürlichen Breite Γ_0 und den Stoßzahlen Z_Q und $Z_D^{(2)}$ zusammen.

$$\Gamma^{(2)} = \Gamma_0 + Z_Q + Z_D^{(2)}. \quad (2)$$

Die Stoßzahlen Z_Q und $Z_D^{(2)}$ sind proportional der Teilchenzahldichte n und der mittleren Relativgeschwindigkeit v_r der Stoßpartner

$$\begin{aligned} Z_Q &= n v_r \sigma_Q(v_r), \\ Z_D^{(2)} &= n v_r \sigma_D^{(2)}(v_r) \end{aligned} \quad (3)$$

mit den Wirkungsquerschnitten $\sigma_Q(v_r)$ für Löschung und $\sigma_D^{(2)}(v_r)$ für die Zerstörung der Ausrichtung.

Extrapoliert man $\Gamma^{(2)}$ zum Druck $p = 0$ Torr, so erhält man die natürliche Breite Γ_0 . Aus der Steigung der Geraden

$$\Gamma^{(2)} - \Gamma_0 = n v_r [\sigma_Q(v_r) + \sigma_D^{(2)}(v_r)] \quad (4)$$

erhält man bei konstantem v_r die Summe der Wirkungsquerschnitte $\sigma_Q(v_r) + \sigma_D^{(2)}(v_r)$.

Magnetische Beeinflussung des Signals (Hanle-Effekt)^{4,5}

Das bewegte, leuchtende Heliumatom kann klassisch als ein gedämpfter harmonischer Oszillator dargestellt werden, dessen emittierte Gesamtintensität aus einem polarisierten und einem unpolarisierten Anteil besteht. Der unpolarisierte Anteil wird durch ein Magnetfeld nicht geändert. Ist I_{p0} der polarisierte Anteil zur Zeit $t = 0$, so ist

$$I_p(H, t) = I_{p0} \cdot \exp\{-\Gamma^{(2)} t\} \cdot \cos^2 \gamma H t. \quad (5)$$

Dabei bedeuten t die Zeit nach der Anregung, γ das gyromagnetische Verhältnis und $\Gamma^{(2)}$ die Breite des angeregten Zustandes. Beobachtet man das schnelle, leuchtende Atom im Mittel im Zeitintervall von 0 bis t_1 , so erhält man durch Integration von Gl. (5)

$$\begin{aligned} I_p(H) &= \frac{I_{p0}}{2} \left\{ \frac{1}{\Gamma^{(2)}} \cdot (1 - \exp(-\Gamma^{(2)} t_1)) \right. \\ &\quad + \frac{1}{(\Gamma^{(2)})^2 + (2 \gamma H)^2} \times [\Gamma^{(2)} + \exp(-\Gamma^{(2)} t_1) \\ &\quad \cdot (2 H \sin 2 \gamma H t_1 - \Gamma^{(2)} \cos 2 \gamma H t_1)] \left. \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Ist die Lebensdauer $(\Gamma^{(2)})^{-1}$ des ausgerichteten Zustands sehr viel kleiner als die Verweilzeit t_1 des Atoms im Beobachtungsraum, so ergibt sich wegen

$\Gamma^{(2)} \cdot t_1 \gg 1$ eine Lorentz-Kurve

$$I_p(H) = \frac{I_{p0}}{2 \Gamma^{(2)}} \left(1 + \frac{(\Gamma^{(2)})^2}{(\Gamma^{(2)})^2 + (2 \gamma H)^2} \right). \quad (7)$$

Aus der Halbwertsbreite des magnetfeldabhängigen Signalanteils erhält man die Zustandsbreite $\Gamma^{(2)}$ zu

$$\Gamma^{(2)} = 2 \gamma H_{1/2}. \quad (8)$$

Versuchsaufbau⁶

Die Helium-Ionen wurden in einer Penning-Ionenquelle erzeugt, extrahiert, in einem Rohrlinsensystem beschleunigt und fokussiert. Die Beschleunigungsspannung variierte zwischen 5 keV und 30 keV bei einem Strahlstrom von 10^{-5} A bis 10^{-4} A. Der Ionenstrahl gelangte durch eine Druckstufe in den Stoßraum, in dem sich das Neon befand. Das Heliumleuchten wurde senkrecht zum Ionenstrahl beobachtet. Die Optik bestand im wesentlichen aus einem Polarisationsfilter und einem Gittermonochromator mit einem Auflösungsvermögen von 3 Å bei einer Wellenlänge von 4922 Å. Als Detektor diente ein Photomultiplier EMI 6256 S. Das Magnetfeld H lag in Beobachtungsrichtung. Die Signale wurden in einem Vielkanalanalysator (SA 40 B Intertechnique) gespeichert und über mehr als 1000 Magnetfelddurchläufe gemittelt. Die Zuordnung des Magnetfeldes zur Kanalfortschreitung steuerte ein Zeitgenerator (HC 40 Intertechnique).

Ergebnisse und Diskussion

Die Breite des 4^1D -Heliumzustands wurde mit Hilfe des Übergangs $4^1D \rightarrow 2^1P$ ($\lambda = 4922$ Å) in Abhängigkeit der Energie der Heliumionen und des Neongasdrucks ($1 \cdot 10^{-3}$ Torr bis $2 \cdot 10^{-2}$ Torr) untersucht. Bei der beobachteten Strahlänge von 9 cm ist im betrachteten Energierbereich das Produkt $\Gamma^{(2)} \cdot t_1 \gg 1$, so daß man nach Gl. (7) eine Lorentz-Kurve erhält und die Breite $\Gamma^{(2)}$ nach Gl. (8) bestimmen kann. [Die nach Gl. (6) zu erwartenden Modulationen mit dem Magnetfeld wurden von CARRÉ et al.⁷ bei einer Stoßenergie von 80 keV für den störfreien Fall beobachtet.] Die Abb. 1 zeigt eine Meßkurve bei einer Stoßenergie von 30 keV und einem Neondruck von $7,2 \cdot 10^{-3}$ Torr. Die Druckabhängigkeit der Zustandsbreite zeigt Abb. 2 (Stoßenergie 30 keV). Aus der Steigung dieser Geraden kann nach Gl. (4) das Produkt

$$v_r (\sigma_Q(v_r) + \sigma_D^{(2)}(v_r))$$

berechnet werden.

Die *level crossing*-Methode liefert prinzipiell nur die Summe der beiden Wirkungsquerschnitte. Es

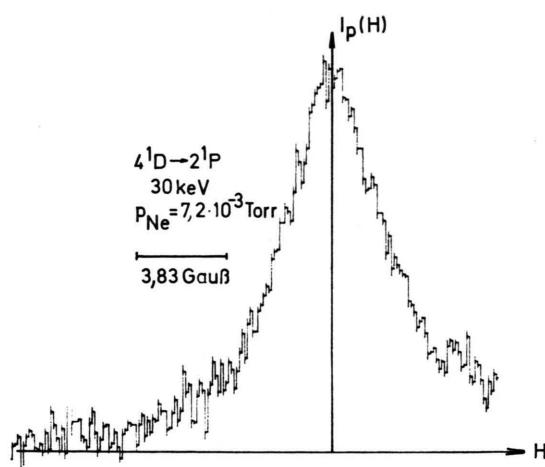


Abb. 1. Hanle-Signal des beim Stoß von He^+ (30 keV) auf Ne angeregten $\text{He}(4^1\text{D})$ -Zustands.

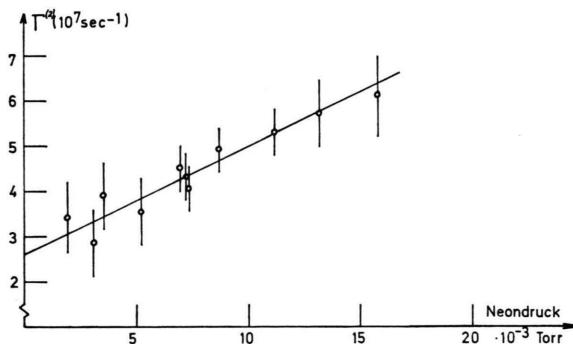


Abb. 2. Die Breite $\Gamma^{(2)}$ des $\text{He}(4^1\text{D})$ -Zustands in Abhängigkeit vom Neon-Druck bei einer Stoßenergie von 30 keV.

lässt sich aber leicht schließen, daß σ_Q hier vernachlässigbar ist.

Zum einen: Die Wirkungsquerschnitte σ_Q und $\sigma_D^{(2)}$ können aus Polarisationsgradmessungen getrennt bestimmt werden. Diese Messungen wurden von uns früher am 3^3D -Heliumzustand durchgeführt. Aus dem linearen Verlauf des reziproken Polarisationsgrades des $\text{He}(3^3\text{D})$ -Zustands vom Neon-Druck konnten wir schließen, daß σ_Q sehr klein gegenüber $\sigma_D^{(2)}$ ist⁸. Das gleiche Ergebnis ist für den $\text{He}(4^1\text{D})$ -Zustand zu erwarten, da die Energieunterschiede des $\text{He}(4^1\text{D})$ -Zustands zu möglichen Neon-Niveaus sogar noch größer als die des $\text{He}(3^3\text{D})$ -Zustands sind und daher ein Stoß zweiter Art noch unwahrscheinlicher ist.

Zum anderen: Die Laser-Niveaus des Helium-Neon-Systems haben Energieunterschiede von nur einigen $k T$, trotzdem sind die Wirkungsquerschnitte

für die Stoßüberführung $\text{He} \rightarrow \text{Ne}$ nur 10^{-17} cm^2 bis 10^{-16} cm^2 ^{9, 10}. Aus diesen beiden Beobachtungen schließen wir, daß der Löschquerschnitt für den 4^1D -Heliumzustand sehr klein gegenüber dem Depolarisationsquerschnitt ist.

In dieser Arbeit wurde der Depolarisationsquerschnitt nicht aus Polarisationsgradmessungen bestimmt, da diese durch Kaskaden stark gestört werden können. Der Hanle-Effekt ist dagegen weniger empfindlich gegenüber Kaskaden, da nur der magnetfeldabhängige Signalanteil einen Einfluß hat¹¹. Daß der Kaskadeneffekt hier keine wesentliche Rolle spielt, wird noch dadurch bestätigt, daß die durch Extrapolation erhaltene natürliche Breite des $\text{He}(4^1\text{D})$ -Zustands $\Gamma_0 = (2,6 \pm 0,2) \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ bzw. seine natürliche Lebensdauer $\tau_0 = (38,4 \pm 2,1) \text{ nsec}$ sehr gut mit der Theorie¹² und den experimentellen Ergebnissen anderer Autoren^{13, 14} übereinstimmt.

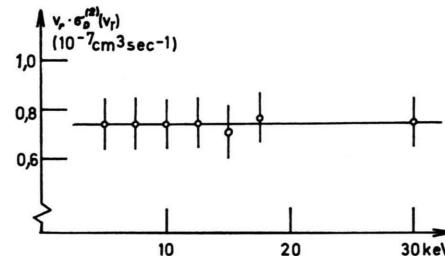


Abb. 3. Das Produkt Relativgeschwindigkeit \times Depolarisationsquerschnitt in Abhängigkeit von der Stoßenergie.

Die Abhängigkeit des Produktes $v_r \cdot \sigma$ (v_r) von der Stoßenergie zeigt Abbildung 3. Um daraus die Depolarisationsquerschnitte berechnen zu können, ist die Kenntnis der Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner erforderlich. Die thermische Geschwindigkeit der Neon-Atome ist sehr viel kleiner als die Geschwindigkeit der schnellen, angeregten Helium-

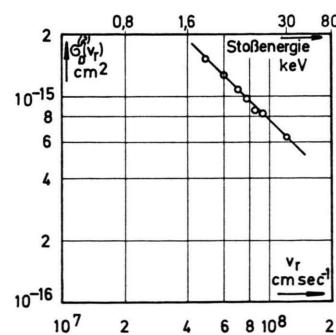


Abb. 4. Geschwindigkeitsabhängigkeit des Depolarisationsquerschnitts.

atome, und da deren Impulsänderung während des Elektroneneinfangs sehr klein ist, folgt $v_r = v_{He^+}$. Damit ergeben sich die Depolarisationsquerschnitte für den 4^1D -Heliumzustand in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit in Abbildung 4.

Als Ergebnis unserer Untersuchungen erhalten wir: Im Geschwindigkeitsbereich von $4,9 \cdot 10^7 \text{ cm sec}^{-1}$ bis $1,2 \cdot 10^8 \text{ cm sec}^{-1}$ ist das Produkt $v_r \cdot \sigma_D^{(2)}(v_r)$ konstant, d. h. $\sigma_D^{(2)}(v_r)$ ist proportional v_r^{-1} . Diese

Geschwindigkeitsabhängigkeit des Depolarisationsquerschnitts entspricht einer Dipol-Dipol-Wechselwirkung¹⁵.

Wir danken Herrn Prof. Dr. Dr.-Ing. E. h. W. HANLE für die Anregung zu dieser Arbeit und für die vielen klärenden Diskussionen. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gebührt Dank für die Bereitstellung von Sachmitteln.

- ¹ L. WOLTERBEEK-MULLER u. F. J. DE HEER, Physica **48**, 345 [1970].
- ² R. H. HUGHES, Beam Foil Spectroscopy, Bd. **1**, S. 103, Editor: S. BASHKIN, Gordon and Breach, Science Publishers, New York 1968.
- ³ R. PEPPERL, Dissertation, Gießen 1969.
- ⁴ W. HANLE, Erg. exakt. Naturwiss. **4**, 214 [1925].
- ⁵ C. H. LIU, S. BASHKIN, W. S. BICKEL u. T. HADEISHI, Phys. Rev. Lett. **26**, 222 [1971].
- ⁶ W. DRTIL, Z. Naturforsch. **24a**, 350 [1969].
- ⁷ M. CARRÉ, J. DÉSESQUELLES, M. DUFAY u. M. L. GAILLARD, Phys. Rev. Lett. **27**, 1407 [1971].
- ⁸ W. BACHMANN u. W. JANKE, unveröffentlicht.
- ⁹ E. E. BENTON, E. E. FERGUSON, F. A. MATSON u. W. W. ROBERTSON, Phys. Rev. **128**, 206 [1962].
- ¹⁰ A. JAVAN, W. R. BENNETT u. D. R. HERRIOT, Phys. Rev. Lett. **6**, 106 [1961].
- ¹¹ W. SCHÖCK, Dissertation, Gießen 1972 in Vorbereitung.
- ¹² A. GABRIEL u. D. HEDDLE, Proc. Roy. Soc. London **258 A**, 124 [1960].
- ¹³ J. BAKOS u. J. SZIGETTI, Phys. Hung. **21**, 149 [1966].
- ¹⁴ R. KAY u. R. H. HUGHES, Phys. Rev. **154**, 61 [1967].
- ¹⁵ R. SEIWERT, Springer Tracts in Mod. Physics **47**, 144 [1968].